



Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA GALILEO GALILEI

Corso di Laurea triennale in Astronomia

Polarizzazione del segnale a diverse lunghezze d'onda per pulsar isolate

Candidato:

Michele Scalco

Matricola 1097969

Relatore:

Prof. Roberto Turolla

Indice

Introduzione	1
1 Astronomia X	2
2 Le pulsar e la loro fisica	4
2.1 La scoperta	4
2.2 Le stelle di neutroni	5
2.3 Magnetosfera	6
2.4 Modello del rotatore obliquo	7
2.5 Modelli di emissione ad alte energie	8
2.5.1 Emissione synchrotron self-Compton	10
2.6 Pulsar del Granchio	10
3 Descrizione del modello	11
3.1 Polarimetria	11
3.2 Modello di radiazione	12
3.3 Calcolo della polarizzazione	14
4 Risultati	16
4.1 Polarizzazione in fase	16
4.2 Polarizzazione media	19
5 Discussione	24
6 XIPE	25
Conclusione	27
Bibliografia	28

Abstract

Misurando la polarizzazione della radiazione emessa da pulsar isolate possiamo ottenere importanti informazioni sui meccanismi fisici che producono tale radiazione. In questa tesi verrà presentata una simulazione della polarizzazione di radiazione emessa da pulsar isolate. Verrà mostrato che la misura della polarizzazione su un ampio intervallo di frequenze può essere particolarmente importante per individuare la regione di emissione, il meccanismo di emissione e la geometria del sistema. I risultati assumono un modello generico di emissione dall'alta magnetosfera, dove la radiazione che va dall'ottico ai raggi X duri è prodotta per emissione di sincrotrone da coppie e^-e^+ , mentre la radiazione γ è prodotta da emissione di curvatura o sincrotrone da elettroni primari. Viene assunta la presenza di un campo magnetico e vengono calcolate la polarizzazione risolta e mediata in fase misurata da un osservatore inerziale. Si troverà che avvengono grandi oscillazioni dell'angolo di polarizzazione e cadute improvvise della frazione di polarizzazione, nei picchi di emissione in tutte le bande energetiche. Per emissione di sincrotrone, le caratteristiche della polarizzazione dipendono fortemente dalla regione di emissione, con oscillazioni di circa 180° dell'angolo di polarizzazione per radiazione emessa al di fuori del cilindro di luce. La frazione di polarizzazione mediata per radiazione di sincrotrone è minore del 10% per radiazione emessa all'interno del cilindro di luce e del 20% per radiazione emessa all'esterno del cilindro di luce. La frazione di polarizzazione per radiazione di curvatura, invece, è molto maggiore e arriva fino al 40% - 60%. Un netto incremento della frazione di polarizzazione e una variazione dell'angolo di polarizzazione al passare dalla banda X alla banda γ , indicherebbe che la radiazione di curvatura sarebbe responsabile dell'emissione γ .

Introduzione

L'emissione ad alte energie da pulsar isolate è stata rivelata e studiata da parecchi decenni, più recentemente dal Fermi Gamma-ray Space Telescope (FGST) e da parecchi altri telescopi in banda X [1]. Ormai è chiaro che la maggior parte dell'emissione non termica pulsata in banda X e γ proviene dall'alta magnetosfera delle pulsar. Vari modelli che assumono diverse regioni e meccanismi di emissione sono in grado di riprodurre lo spettro ad alte energie.

D'altra parte, la polarizzazione ci permette di individuare il meccanismo e il luogo in cui la radiazione è stata emessa. Siccome l'impulso è emesso lungo la direzione del moto delle particelle, il quale è associato alla direzione del campo magnetico, il segnale è differente per emissione di curvatura e sincrotrone.

In questa tesi discuteremo un modello che simula la polarizzazione media e risolta in fase dell'emissione da pulsar su un ampio intervallo di energia. Il modello di emissione comprende radiazione di sincrotrone per energie che vanno dall'ottico fino alla banda X e radiazione di curvatura e sincrotrone per energie in banda γ , tenendo in considerazione la frazione di polarizzazione intrinseca e l'angolo di posizione per ogni meccanismo di emissione, come anche la geometria del processo e gli effetti relativistici che influenzano la pulsazione. Otterremo che misure della polarizzazione in banda γ permettano di distinguere tra emissione di curvatura o sincrotrone.

In particolare:

- nel Capitolo 1 parleremo dell'importanza dell'astronomia in banda X;
- nel Capitolo 2 daremo un inquadramento generale sulle stelle di neutroni;
- nel Capitolo 3 descriveremo il modello di radiazione e i calcoli per la polarizzazione;
- nel Capitolo 4 presenteremo i risultati sulla polarizzazione media e risolta;
- nel Capitolo 5 discuteremo i risultati ottenuti;
- nel Capitolo 6 parleremo delle potenzialità delle future missioni di polarimetria in banda X.

Capitolo 1

Astronomia X

Nei suoi più di cinquant'anni di storia, l'astronomia X è stata alla base di enormi progressi nella nostra comprensione dell'universo. Senza di essa non avremmo potuto studiare approfonditamente molte sorgenti astrofisiche come oggetti compatti o fenomeni esplosivi [2]. A dispetto di questi successi, tuttavia, molti aspetti della fisica delle sorgenti X sono tuttora sconosciuti. Per quasi tutte queste sorgenti, infatti, mancano informazioni su una caratteristica principale della radiazione: la polarizzazione. La polarimetria aggiunge altri due osservabili, oltre alla direzione, l'energia e il tempo di arrivo per ogni fotone: la frazione e l'angolo di polarizzazione. Il primo dà un'informazione sul meccanismo di emissione e sulla geometria della sorgente, mentre il secondo spesso fornisce l'unico meccanismo per misurare l'orientazione del sistema. Senza queste misure la nostra conoscenza di molte classi di sorgenti X sarebbe incompleta.

Non a caso, fin dalla nascita dell'astronomia X, fu immediatamente chiaro che la polarimetria sarebbe stata fondamentale, ancor più che a lunghezze d'onda maggiori. Tuttavia, la polarimetria X è ancora oggi poco sviluppata. Finora esistono soltanto due misure significative, ottenute negli anni 70 utilizzando un polarimetro di Bragg a bordo di OSO-8: una misura della frazione di polarizzazione della pulsar del Granchio pari a $\pi_L=19\%$ e il limite superiore della frazione di polarizzazione del sistema binario Sco X-1 pari a $\pi_L=1\%$. Da allora più nessuna missione spaziale è stata dotata di un polarimetro in banda X. Grazie ai recenti sviluppi tecnologici sono ora disponibili polarimetri X ad alta efficienza, che consentono di ottenere misurazioni ad alta risoluzione.

Tra i processi astrofisici per i quali lo studio della polarimetria X è importante, l'accelerazione di particelle ha un ruolo primario. Questi fenomeni infatti dominano la produzione di energia in molte sorgenti X, ma i meccanismi che stanno alla loro base sono ancora poco chiari. La polarimetria X è fondamentale per capire la struttura del campo magnetico in sorgenti come pulsar e resti di supernova. Senza misure della polarizzazione, la nostra com-

prensione dei meccanismi di accelerazione in queste sorgenti è incompleta.

In sorgenti compatte sono spesso presenti forti campi magnetici. Se il campo magnetico è ordinato può essere prodotta radiazione di curvatura. Inoltre, i forti campi magnetici spesso canalizzano la materia lungo linee di campo. Questo fa sì che la radiazione non sia prodotta simmetricamente ma sia emessa solo lungo determinate direzioni. Ciò avviene in molte nane bianche e stelle a neutroni in accrescimento. Si prevede che la radiazione emessa da queste sorgenti abbia una frazione di polarizzazione alta. Informazioni uniche sulla geometria e sulla fisica del materiale in accrescimento e sulla magnetosfera possono essere ottenute attraverso la polarimetria X, così come altri aspetti chiave di questi sistemi: la geometria dell'emissione di pulsar millisecondo in accrescimento, necessaria per calcolare il rapporto massa-raggio, e quindi vincolare l'equazione di stato per la materia ultra densa; la struttura del materiale in accrescimento in nane bianche e stelle di neutroni magnetizzate; i parametri geometrici della magnetosfera delle magnetars, fondamentali per capire i meccanismi che innescano i suoi potenti burst. La più affascinante di tutte, però, è la possibilità di osservare la birifrangenza del vuoto in stelle a neutroni altamente magnetizzate.

Anche lo scattering può dare origine alla polarizzazione. La polarizzazione media dipende dalla geometria dell'emissione ed è nulla solo nel caso in cui sia la regione di emissione che la radiazione abbiano simmetria sferica. Come detto prima, molte sorgenti X emettono radiazione soltanto lungo determinate direzioni. Per queste sorgenti la polarizzazione indotta dallo scattering fornisce un importante mezzo per studiare la loro struttura interna. Un caso di particolare interesse è quello delle nubi molecolari attorno al buco nero supermassiccio al centro della nostra galassia. La frazione e l'angolo di polarizzazione stabiliranno se queste nubi emettono raggi X perché riflettono l'attività passata del buco nero, attualmente in quiescenza, e perciò forniranno la prova decisiva che poche centinaia di anni fa il centro della nostra galassia era milioni di volte più attivo rispetto ad oggi.

Gli effetti appena menzionati non sono gli unici esempi delle potenzialità della polarimetria X. Infatti, la polarizzazione fornisce uno strumento per verificare le predizioni teoriche degli effetti di birifrangenza in funzione dell'energia e della distanza. Questi effetti sono predetti da alcune teorie della gravità quantistica e possono essere verificate osservando sorgenti polarizzate lontane come i blazars. Questo tipo di osservazioni, e soprattutto lo studio della polarizzazione di gruppi di sorgenti come gli ammassi di galassie, ci consentirà di cercare l'assione, uno dei più sfuggenti, anche se meno esotici, candidati ad essere la particella della materia oscura.

Capitolo 2

Le pulsar e la loro fisica

2.1 La scoperta

Le pulsar (PULSating Radiosource) sono state scoperte casualmente nel 1967 da Jocelyn Bell e da Anthony Hewish presso il Mullard Radio Astronomy Observatory, un radiotelescopio composto da un array di 2048 antenne, situato vicino a Cambridge. Le pulsar sono oggetti che mostrano delle caratteristiche peculiari ed uniche che li distinguono profondamente dagli altri oggetti celesti. Infatti sono caratterizzate dall'emissione di un segnale (che chiameremo impulso) che si ripete con un periodo P estremamente regolare che tuttavia tende ad aumentare molto lentamente.

- **Periodo P :** i periodi osservati sono compresi in un intervallo che va da $1,39 \times 10^{-3}$ s a 11,77 s, anche se la maggior parte delle pulsar ha periodi compresi fra 0,2 e 2 s. Inoltre le pulsar hanno un periodo molto regolare che è possibile determinare con una precisione pari a 10^{-13} s.
- **Tasso di rallentamento \dot{P} :** dalle osservazioni effettuate sul periodo delle pulsar, si vede che questo aumenta molto lentamente e, tranne occasionali glitches, non diminuisce mai. Definiamo il tasso di rallentamento come la derivata del periodo rispetto al tempo $\dot{P} = dP/dt$. Per la maggior parte delle pulsar $\dot{P} \approx 10^{-15}$ s/s, ma per quelle con un periodo $P \lesssim 30$ ms, dette millisecond pulsar $\dot{P} \approx 10^{-19}$, ovvero mostrano un tasso di rallentamento inferiore a quello delle pulsar ordinarie.

Uno strumento importante per lo studio dell'evoluzione delle pulsar è il diagramma $P - \dot{P}$, figura 2.1. Nella parte destra del diagramma è presente una linea, la *Death Line* (la linea della morte) che separa la zona in cui le pulsar sono attive come radiopulsar, da quella chiamata *Graveyard* (cimitero delle pulsar) dove le pulsar sono radiospente. Similmente a quanto accade nel diagramma di Hertzsprung-Russell per le stelle ordinarie, si evidenziano diverse popolazioni nelle varie zone del diagramma:

- **Pulsar ordinarie:** sono quelle presenti nella parte del grafico posta in alto, verso la destra ed hanno $10^{-1} \leq P \leq 10$ s e $10^{-15} \leq \dot{P} \leq 10^{-12}$ s/s.
- **Pulsar millisecondo:** sono raggruppate nella parte in basso a sinistra del grafico ed hanno $1,6 \times 10^{-3} \leq P \leq 2,0 \times 10^{-3}$ s e $10^{-21} \leq \dot{P} \leq 10^{-19}$ s/s.

Il periodo ci permette di fissare un limite superiore alle dimensioni della regione di emissione della radiazione elettromagnetica; infatti se $P = 1,6 \times 10^{-3}$ s, poiché la velocità della luce è $c = 3 \times 10^{10}$ cm/s, allora la massima distanza che può percorrere il segnale radio è $d = 5 \times 10^7$ cm, quindi la sorgente di emissione non potrà avere dimensioni superiori e potrà essere solamente una stella di neutroni o un buco nero. L'unica ipotesi che risulta compatibile con i periodi osservati e con il tasso di rallentamento del periodo delle pulsar è quella di una stella di neutroni che ruota attorno al proprio asse e che perde energia a discapito dell'energia rotazionale, e quindi allungando il periodo.

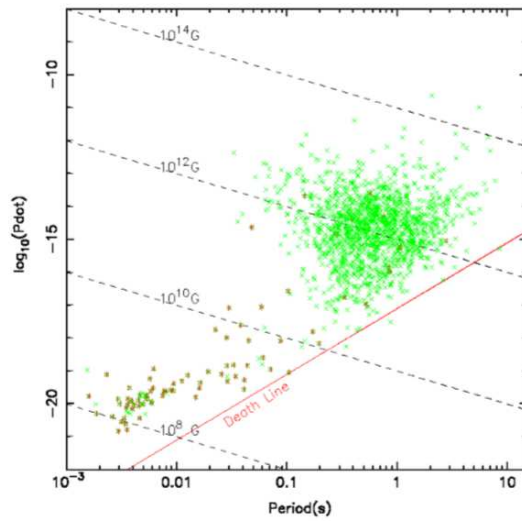


Figura 2.1: A sinistra: Jocelyn Bell e il Mullard Radio Astronomy Observatory (1967). A destra: il diagramma $P - \dot{P}$. Le pulsar isolate sono rappresentate con le croci verdi, le pulsar binarie con gli asterischi rossi.

2.2 Le stelle di neutroni

L'attuale modello di evoluzione stellare, prevede che le stelle di neutroni siano lo stadio finale dell'evoluzione di stelle che hanno una massa M compresa fra $8M_{\odot} \lesssim M \lesssim 20M_{\odot}$. Per queste stelle massicce, nell'ultima fase

evolutiva, si forma un nucleo degenere di ${}^{56}_{26}\text{Fe}$, che ha una massa che supera il limite di Chandrasekhar pari a $M_{\text{Ch}} = 1.4M_{\odot}$. Oltre il limite di Chandrasekhar, la pressione di degenerazione elettronica non è più sufficiente a bilanciare la forza gravitazionale. Il nucleo della stella inizierà a collassare, dando origine al fenomeno chiamato supernovae. Quello che resterà della stella originaria sarà una stella di neutroni. Poiché la massa del neutrone è 1.67×10^{-24} g, se una stella di neutroni ha una massa identica a quella di Chandrasekhar, allora consiste in: $1.4M_{\odot}/m_n \approx 10^{57}$ neutroni, ed è l'equilibrio fra la pressione di degenerazione dovuta al gas di neutroni e la forza di gravità.

2.3 Magnetosfera

Durante il collasso la stella riduce drasticamente le sue dimensioni, ma il suo momento angolare e il suo campo magnetico si conservano. Viene così a formarsi un forte campo magnetico rotante. Se consideriamo la stella di neutroni come un conduttore ideale, la carica si disporrà lungo la superficie a causa della legge di Gauss. Questa superficie carica indurrà un campo elettrico parallelo al campo magnetico, e quindi perpendicolare alla superficie della stella di neutroni. Il campo elettrico è così forte da strappare alcune di queste particelle cariche che avviano una cascata elettromagnetica e popolano di plasma la magnetosfera della stella di neutroni. Si ritiene che la densità di particelle nella magnetosfera delle pulsar sia vicina alla densità di Goldreich–Julian, definita come la densità necessaria per schermare il campo elettrico indotto:

$$\rho_{GJ} = \frac{\vec{\Omega} \cdot \vec{B}}{2\pi c} \quad (2.1)$$

dove Ω è la velocità angolare e B è il campo magnetico. Una stella di neutroni può essere vista come un dipolo magnetico rotante (l'intensità del campo diminuisce con la distanza e diventa trascurabile a grandi raggi). Si può assumere una rotazione rigida delle linee del campo magnetico e del plasma fino alla distanza R_{LC} dove la velocità tangenziale della rotazione equivale alla velocità della luce:

$$R_{\text{LC}} = \frac{c}{\Omega} \quad (2.2)$$

La superficie definita da R_{LC} è chiamata il *cilindro di luce*. La magnetosfera di una stella di neutroni è la regione tra la stella di neutroni e il cilindro di luce, mentre la regione esterna è nota come *wind zone*. All'interno del cilindro di luce, il campo magnetico può essere approssimato a quello di un dipolo magnetico dove le linee del campo magnetico sono chiuse, mentre le linee del campo magnetico che attraversano la superficie del cilindro di luce devono aprirsi e ritardare rispetto al moto di rotazione rigido. Questo effetto è responsabile dell'apertura del cono di emissione della pulsar. Le particelle legate alle linee aperte sono libere di sfuggire dal cilindro di luce. Gli

elettroni sfuggono attraverso linee che si trovano ad alte altitudini, mentre i protoni lo fanno attraverso linee di altitudine più bassa. La linea del campo magnetico che separa queste due regioni è detta *linea critica*, figura 2.2.

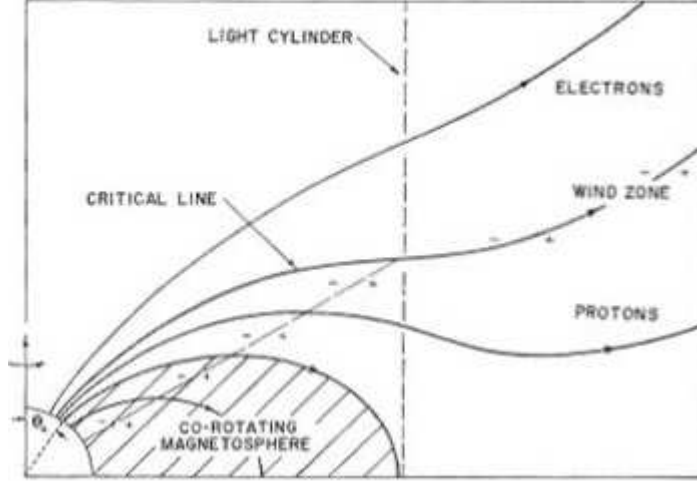


Figura 2.2: Schema di una pulsar, il suo cilindro di luce, la linea critica e la wind zone.

2.4 Modello del rotatore obliquo

La rapidità di rotazione e gli elevati campi magnetici, sono gli ingredienti fondamentali per poter descrivere la natura dell'emissione pulsata ed il meccanismo fisico che determina il rallentamento del periodo di rotazione delle stelle di neutroni. Il modello del rotatore obliquo descrive la pulsar come una stella di neutroni magnetizzata rotante nel vuoto, il cui asse magnetico non è allineato con l'asse di rotazione. Dunque l'emissione elettromagnetica è causata dall'emissione di dipolo magnetico ruotante, che avviene a spese dell'energia cinetica rotazionale, causando un rallentamento nel periodo di rotazione. La potenza del segnale elettromagnetico irradiato da un dipolo in rotazione con frequenza angolare Ω viene espressa dalla formula di Larmor:

$$\dot{E} = -\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3c^3}\ddot{m}^2 = -\frac{B_{pol}^2 R_{NS}^6 \Omega^4}{6c^3} \sin^2 \phi \quad (2.3)$$

dove B_{pol} è l'intensità ai poli magnetici del campo, assunto dipolare con momento m , e ϕ è l'angolo tra m e l'asse di rotazione. Valori tipici di \dot{E} vanno da 10^{28} a 10^{34} erg/s.

La perdita di energia rotazionale è data dall'espressione:

$$-\frac{dK}{dt} = -I\Omega\dot{\Omega} \quad (2.4)$$

Eguagliando l'espressione 2.3 con la 2.4 si ottiene la relazione $\dot{\Omega} \propto \Omega^3$. L'esponente $n=3$ è detto indice di frenamento e non è molto diverso da $n=2,6$ trovato per la pulsar del Granchio. Valori tipici di n misurati da pulsar note vanno da 1,4 a 2,9. In generale possiamo associare alla derivata della frequenza angolare una funzione del tipo:

$$\dot{\Omega} = -k\Omega^n \quad (2.5)$$

L'indice di frenamento n può essere calcolato usando la derivata seconda di questa equazione:

$$n = \frac{\Omega\ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2} \quad (2.6)$$

Nell'ipotesi che tutta la perdita di energia sia dovuta all'irraggiamento di dipolo magnetico possiamo ottenere una stima dell'età di una pulsar:

$$t = \frac{1}{2} \frac{P}{\dot{P}} \quad (2.7)$$

dove t è detta *età caratteristica*.

2.5 Modelli di emissione ad alte energie

Le pulsar sono ampiamente conosciute per la loro emissione radio. Tuttavia, il meccanismo con cui la radiazione radio viene emessa è ancora poco compreso. Nondimeno, questo meccanismo è certamente differente dal meccanismo responsabile delle emissioni a lunghezze d'onda minori (dall'infrarosso ai raggi γ). Come è ben noto, l'emissione radio di una pulsar è un processo coerente. D'altra parte, le emissioni nell'ottico, nella banda X e nella banda γ osservate nelle pulsar sono processi incoerenti [5].

La natura dell'emissione elettromagnetica proveniente da una pulsar è strettamente legata alla presenza della magnetosfera. Fino ad oggi esistono pareri discordanti su dove venga prodotta la radiazione ad alte energie. In figura 2.3 sono rappresentati i quattro scenari finora proposti per la produzione di radiazione non termica ad alte frequenze, che si differenziano in base alla regione di produzione dei fotoni [6]:

- **Polar cap:** la radiazione viene emessa in un cono centrato nell'asse del dipolo magnetico vicino alla superficie della stella di neutroni, ad un'altezza ≈ 30 km.

- **Slot gap:** la regione di emissione si estende dalla superficie della stella di neutroni fino al cilindro di luce, lungo l'ultima linea del campo magnetico chiusa. La radiazione produce un cono di emissione più ampio rispetto al modello polar cap.
- **Outer gap:** l'emissione avviene in una regione delimitata dall'ultima linea del campo magnetico chiusa, la superficie nulla (definita dalla condizione $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$) e il cilindro di luce.
- **Wind zone:** colloca la regione di emissione al di fuori della magnetosfera, nella wind zone.

In tutti e quattro gli scenari appena citati la radiazione ad alta energia è emessa da elettroni primari e particelle relativistiche prodotte dalla cascata elettromagnetica, che vengono accelerati dal campo elettrico generato dalla superficie carica della stella di neutroni. Queste particelle sono costrette a seguire le linee del campo magnetico. Essendo le linee curve le particelle sono accelerate e quindi producono radiazione. La maggior parte dei fotoni sono emessi per radiazione di curvatura e sincrotrone.

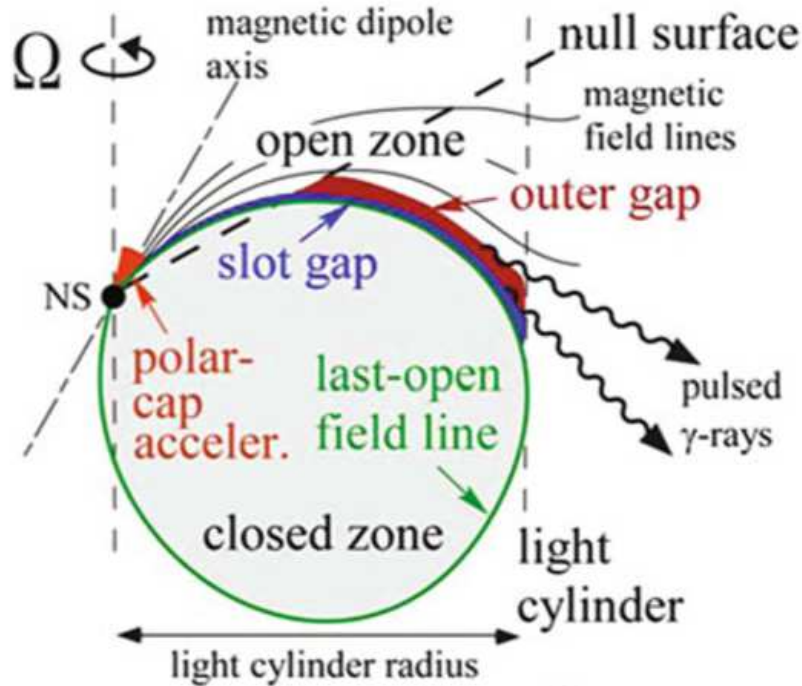


Figura 2.3: Schema della magnetosfera di una pulsar che indica le diverse regioni di accelerazione.

2.5.1 Emissione synchrotron self-Compton

Nelle sorgenti estremamente compatte come le stelle di neutroni si può verificare un fenomeno particolare, che prende il nome di *synchrotron self-Compton* (SSC): come si è visto, in queste sorgenti sono presenti un campo magnetico e elettroni relativistici. Queste due condizioni fanno sì che ci sia emissione di curvatura, ma la densità dei fotoni emessi è talmente alta che alcuni di essi faranno necessariamente scattering Compton inverso con altri elettroni relativistici (della stessa popolazione di quelli che li hanno generati), venendo diffusi a lunghezze d'onda X e γ .

Può capitare addirittura che la maggior parte delle perdite energetiche degli elettroni relativistici siano dovute al SSC, e non all'emissione di sincrotrone. Questo è un caso limite che avviene in alcuni AGN (nuclei galattici attivi) e fa sì che questi oggetti emettano raggi γ estremamente energetici.

2.6 Pulsar del Granchio

In questa tesi si assumeranno come caratteristici i parametri della *pulsar del Granchio*. La pulsar del Granchio (anche conosciuta come PSR J0534+2200) è il motore che alimenta la *Nebulosa del Granchio*, figura 2.4, associata all'esplosione di supernova osservata nel 1054 DC. Venne scoperta dal radiotelescopio Arecibo. Ha un periodo $P = 33$ ms e un $\dot{P} = 4,21 \times 10^{-13}$ s/s. Se assumiamo che il raggio della stella di neutroni sia ~ 10 km e la sua massa sia di $1.4M_{\odot}$, la luminosità di frenamento è pari a $\dot{E} = 4\pi^2 I \dot{P} P^{-3} = 5 \times 10^{38}$ erg/s. Con un indice di frenamento pari a $n = 2,51$ il suo periodo iniziale era ~ 19 ms. Ciò significa che ha perso $3,6 \times 10^{49}$ erg dalla sua origine, meno del 10% dell'energia della supernova che ha dato origine alla pulsar, pari a $\sim 10^{51}$ erg. La pulsar del Granchio è stata osservata a lunghezze d'onda che vanno dal radio ai raggi γ .

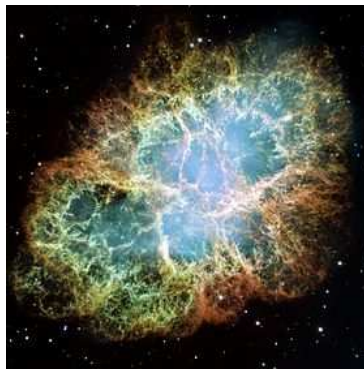


Figura 2.4: Immagine della Nebulosa del Granchio ripresa dal telescopio spaziale Hubble. Al centro della nebulosa si trova la pulsar del Granchio.

Capitolo 3

Descrizione del modello

3.1 Polarimetria

Se consideriamo la luce come radiazione elettromagnetica, possiamo associare ad essa un campo elettrico ed un campo magnetico che oscillano l'uno perpendicolarmente all'altro e che si propagano nello spazio in un direzione perpendicolare al piano in cui giacciono e oscillano entrambi i vettori.

Solitamente, si definisce come *polarizzazione* della luce il "tracciato" del vettore campo elettrico (essendo il vettore campo magnetico perpendicolare e proporzionale al vettore campo elettrico si può limitare la trattazione ad uno solo dei due vettori; solitamente viene scelto il vettore campo elettrico E per motivi storici) nel tempo.

La luce, in generale, non è polarizzata, in quanto le onde che costituiscono un pacchetto d'onda in luce "naturale" hanno direzione dei vettori campo elettrico (e campo magnetico) casuale, e quindi non si osserva polarizzazione. Attraverso l'utilizzo di particolari materiali con un certo tipo di reticolo cristallino è possibile polarizzare la luce. Si distinguono tipicamente tre casi di polarizzazione:

- Polarizzazione lineare: il vettore campo elettrico traccia una retta nello spazio, visto frontalmente (cioè dal punto di vista di un ipotetico osservatore posto in modo che la radiazione sia diretta verso di lui). In pratica il vettore giace sempre nello stesso piano, al variare del tempo. L'inclinazione di tale piano viene detta "angolo di polarizzazione" (polarization angle, PA).
- Polarizzazione circolare: il vettore traccia, visto frontalmente, una circonferenza nello spazio. Il vettore, quindi, al variare del tempo, traccia una spirale nello spazio tridimensionale.
- Polarizzazione ellittica: il vettore traccia, visto frontalmente, una ellissi nello spazio.

Per meglio definire e studiare lo stato di polarizzazione di un campo elettromagnetico oscillante, vengono introdotti 4 parametri, chiamati *parametri di Stokes*. Essi possono essere definiti sia nel caso di luce completamente polarizzata, sia nel caso di luce parzialmente polarizzata. Detti I e p rispettivamente l'intensità totale e la frazione di polarizzazione, i parametri di Stokes possono essere definiti come:

$$S_0 = I \quad (3.1)$$

$$S_1 = pI \cos 2\chi \cos 2\phi \quad (3.2)$$

$$S_2 = pI \sin 2\chi \cos 2\phi \quad (3.3)$$

$$S_3 = pI \sin 2\phi \quad (3.4)$$

dove 2χ e 2ϕ sono gli angoli che definiscono le coordinate sferiche del vettore (S_1, S_2, S_3) . L'angolo di polarizzazione è definito da χ .

Più spesso vengono indicati con I , Q , U e V rispettivamente. Q e U definiscono la polarizzazione lineare $L = \sqrt{Q^2 + U^2}$, mentre V è indice di polarizzazione circolare. Spesso, a V si affianca l'indice di polarizzazione circolare assoluta, $|V|$.

Da notare che i parametri I, Q, U, V seguono una statistica gaussiana. Al contrario, L e $|V|$ non hanno questa caratteristica, essendo il primo rappresentato come somma quadratica di due termini, ed il secondo un valore assoluto. Questo fa sì che si introduca un'approssimazione considerando (come tuttavia molto spesso accade) L e $|V|$ affetti da errori gaussiani [6].

3.2 Modello di radiazione

Useremo una versione semplificata del modello presentato da Harding e Kalapotharakos (2015, HK15) [3] che simula l'emissione per radiazione di sincrotrone, radiazione di curvatura e emissione synchrotron self-Compton da una popolazione di elettroni primari e coppie e^-e^+ che sfuggono dalla polar cap della stella di neutroni. Le particelle inizialmente occupano una serie di anelli concentrici all'interno della polar cap. All'istante iniziale gli elettroni primari possiedono un basso fattore di Lorentz ($\gamma = 2000$) e sono accelerati da un campo elettrico costante E_{\parallel} , parallelo al campo magnetico, dalla superficie della stella di neutroni fino ad un raggio massimo $r_{\max} = 2.0 R_{LC}$, dove R_{LC} è il raggio del cilindro di luce. Le loro energie sono limitate dalle emissioni per radiazione di curvatura. Per le coppie e^-e^+ prodotte dalla cascata elettromagnetica invece assumiamo che abbiano una distribuzione di energia uguale a quella calcolata per la pulsar del Granchio (vedi figura 3.1) e che non siano accelerate. Rispetto al modello presentato da Harding e Kalapotharakos, introduciamo alcune modifiche per il calcolo della polarizzazione:

- Assumiamo un'emissione per radiazione di sincrotrone da coppie e^-e^+ e emissione per radiazione di curvatura e sincrotrone per gli elettroni primari, ignorando l'emissione synchrotron self-compton ad energie < 1 GeV.
- La trattazione della radiazione di sincrotrone è molto semplificata. Assumiamo che le coppie e^-e^+ abbiano momento perpendicolare al campo magnetico p_\perp pari a zero, dall'inizio della traiettoria fino ad un raggio r_{\min} e mantengono un p_\perp costante da r_{\min} al raggio massimo r_{\max} . Esploreremo diversi angoli di inclinazione $\psi = p_\perp/p$. In questo modo possiamo capire come la polarizzazione caratteristica cambi in funzione dell'altezza a cui la radiazione viene emessa.
- Moduliamo il flusso di particelle in ogni anello con una funzione gaussiana di larghezza $\Delta r = 0.05$ centrata a $r_0 = 0.9$ in unità del raggio della polar cap. Il flusso è lo stesso per elettroni primari e coppie e^-e^+ . L'utilizzo di un profilo gaussiano produce curve di luce regolari e permette di risolvere la polarizzazione in fase.

Tutti i parametri usati per i calcoli sono impostati per la pulsar del Granchio, ma i risultati possono essere applicati anche a pulsar simili come PSR B0540-69 e PSR B1509-58 che mostrano forti emissioni non termiche nell'ottico e nella banda X. Quindi per queste pulsar è possibile misurarne la polarizzazione media e risolta.

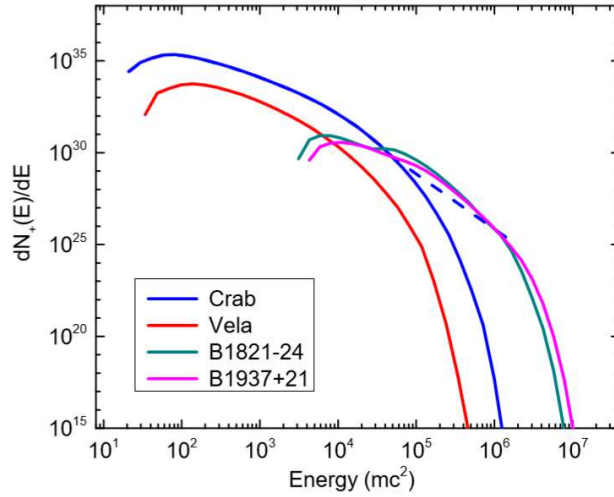


Figura 3.1: Simulazione della distribuzione energetica delle coppie e^-e^+ prodotte dalla cascata elettromagnetica per diverse pulsar.

3.3 Calcolo della polarizzazione

Introduciamo un'onda monocromatica di frequenza angolare ω che si propaga lungo l'asse z di un sistema di riferimento ortonormale essendo polarizzata ellitticamente nel piano (x,y) . Il campo elettrico ha componenti:

$$E_x = E_1 \sin(\omega t - \delta_1) \quad (3.5)$$

$$E_y = E_2 \sin(\omega t - \delta_2) \quad (3.6)$$

dove $\delta = \delta_2 - \delta_1$ è la differenza di fase tra E_x e E_y .

Per trattare queste quantità in modo più maneggevole calcoliamo i parametri di Stokes:

$$I(\omega) = N_{CR}(\omega) + N_{SR}(\omega) \quad (3.7)$$

$$Q(\omega) = N_{CR}(\omega) \cos(2\chi_{CR})P_{CR}(\omega) + N_{SR}(\omega) \cos(2\chi_{SR})P_{SR}(\omega) \quad (3.8)$$

$$U(\omega) = N_{CR}(\omega) \sin(2\chi_{CR})P_{CR}(\omega) + N_{SR}(\omega) \sin(2\chi_{SR})P_{SR}(\omega) \quad (3.9)$$

dove $N_{CR}(\omega)$ e $N_{SR}(\omega)$ sono le intensità, χ_{CR} e χ_{SR} gli angoli di polarizzazione e $P_{CR}(\omega)$ e $P_{SR}(\omega)$ sono le frazioni di polarizzazione intrinseche per emissione di sincrotrone e curvatura di fotoni di frequenza angolare ω . Per calcolare la frazione di polarizzazione intrinseca sia per emissione di sincrotrone che per emissione di curvatura, usiamo l'espressione:

$$P(\omega) = \frac{K_{2/3}(\omega/\omega_c)}{\int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(x)dx} \quad (3.10)$$

dove $K_{2/3}$ e $K_{5/3}$ sono funzioni di Bessel modificate e ω_c è l'energia critica, che per emissione di curvatura vale

$$\omega_{CR} = \frac{3}{2} \frac{c\gamma}{\rho_c} \quad (3.11)$$

mentre per emissione di sincrotrone vale

$$\omega_{SR} = \frac{3}{2} \gamma^2 B' \sin(\psi) \quad (3.12)$$

dove γ è il fattore di Lorentz della particella, ρ_c il raggio di curvatura della traiettoria della particella, B' il campo magnetico locale in unità di campo critico $B_{cr} = 4.4 \times 10^{13}$ G, e ψ è l'angolo di inclinazione.

I parametri di Stokes $I_{i,j,k}$, $U_{i,j,k}$ e $V_{i,j,k}$ da tutte le traiettorie possono essere raggruppate in base alla frequenza angolare ω_i , all'angolo di osservazione ζ_j e alla fase ϕ_k rotazionale della stella per mappare la distribuzione di energia nel cielo. Possiamo quindi produrre una mappa del flusso

$$F(\omega, \zeta, \phi) = I_{i,j,k} \quad (3.13)$$

della frazione di polarizzazione

$$P(\omega, \zeta, \phi) = \frac{[Q_{i,j,k}^2 + U_{i,j,k}^2]^{1/2}}{I_{i,j,k}} \quad (3.14)$$

e dell'angolo di posizione

$$PA(\omega, \zeta, \phi) = 0.5 \arctan \left(\frac{U_{i,j,k}}{Q_{i,j,k}} \right) \quad (3.15)$$

Un taglio lungo la mappa del cielo ad una ζ costante per un dato intervallo di energia $[\omega_n, \omega_m]$ da il flusso, la frazione di polarizzazione e l'angolo di posizione come funzione della fase.

$$F_\zeta(\phi) = \sum_{i=n}^m F(\omega_i, \zeta, \phi) \quad (3.16)$$

$$P_\zeta(\phi) = \sum_{i=n}^m P(\omega_i, \zeta, \phi) \quad (3.17)$$

$$PA_\zeta(\phi) = \sum_{i=n}^m PA(\omega_i, \zeta, \phi) \quad (3.18)$$

Possiamo calcolare anche il flusso spettrale medio

$$\langle F_\zeta(\omega) \rangle = \sum_k F(\omega, \zeta, \phi_k) \Delta\phi / 2\pi \quad (3.19)$$

la polarizzazione media

$$\langle P_\zeta(\omega) \rangle = \frac{\sum_k P(\omega, \zeta, \phi_k) F(\omega, \zeta, \phi_k)}{\sum_k F(\omega, \zeta, \phi_k)} \quad (3.20)$$

e angolo di posizione medio

$$\langle PA_\zeta(\omega) \rangle = \frac{\sum_k PA(\omega, \zeta, \phi_k) F(\omega, \zeta, \phi_k)}{\sum_k F(\omega, \zeta, \phi_k)} \quad (3.21)$$

dove $\langle P_\zeta(\omega) \rangle$ e $\langle PA_\zeta(\omega) \rangle$ sono state ponderate con il flusso ad ogni fase.

Capitolo 4

Risultati

4.1 Polarizzazione in fase

A seguire vengono presentati i risultati per diverse bande di energia, ossia in ottico (1 - 10 eV), banda X soffice (2 - 10 keV), banda X dura (0.1 - 10 MeV) e banda γ (0.1 - 100 GeV).

In figura 4.1 è mostrata la mappa del cielo dell'intensità e della frazione di polarizzazione per la banda X soffice e per la banda γ , per un angolo di inclinazione della pulsar $\alpha = 60^\circ$ e raggio di emissione $r = 0.7 - 1.3 R_{LC}$, derivata usando le equazioni 3.9 e 3.10. In banda X soffice, la radiazione proviene da emissione di sincrotrone da coppie e^-e^+ , ed è mostrata per due diversi angoli di inclinazione ($\psi = 0.01$ e 0.1), mentre nella banda γ la radiazione proviene principalmente da emissione di curvatura da elettroni primari.

La figura 4.2 mostra la curva di luce, l'angolo e la frazione di polarizzazione per $\alpha = 60^\circ$ e $\zeta = 70^\circ$, per diverse bande di energia, due raggi di emissione, $r = 0.7 - 1.3 R_{LC}$ e $r = 1.3 - 2.0 R_{LC}$ e due diversi angoli di inclinazione. Per questa geometria la curva di luce mostra due picchi alla stessa fase per tutte le bande energetiche. La polarizzazione della radiazione di sincrotrone nell'ottico, nella banda X soffice e banda X dura è circa la stessa, con oscillazioni dell'angolo di posizione nella stessa direzione in entrambi i picchi e depolarizzazione ad ogni picco. La polarizzazione della radiazione di curvatura nella banda γ è leggermente differente: presenta sempre oscillazioni dell'angolo di posizione ma i livelli di polarizzazione sono maggiori del 40% anche ai picchi. Per $r = 1.3 - 2.0 R_{LC}$ le oscillazioni dell'angolo di polarizzazione sono maggiori e i minimi del grafico della polarizzazione in banda γ sono più profondi e ampi.

Dato che la polarizzazione caratteristica sembra essere più sensibile al raggio di emissione, in figura 4.3 è mostrata la curva di luce, l'angolo e la frazione di polarizzazione per piccole regioni di emissione, dentro, $r = 0.7 - 1.0 R_{LC}$, e appena fuori al cilindro di luce, $r = 1.0 - 1.3 R_{LC}$, così come molto al di fuori del cilindro di luce $r = 1.3 - 2.0 R_{LC}$, per un angolo di

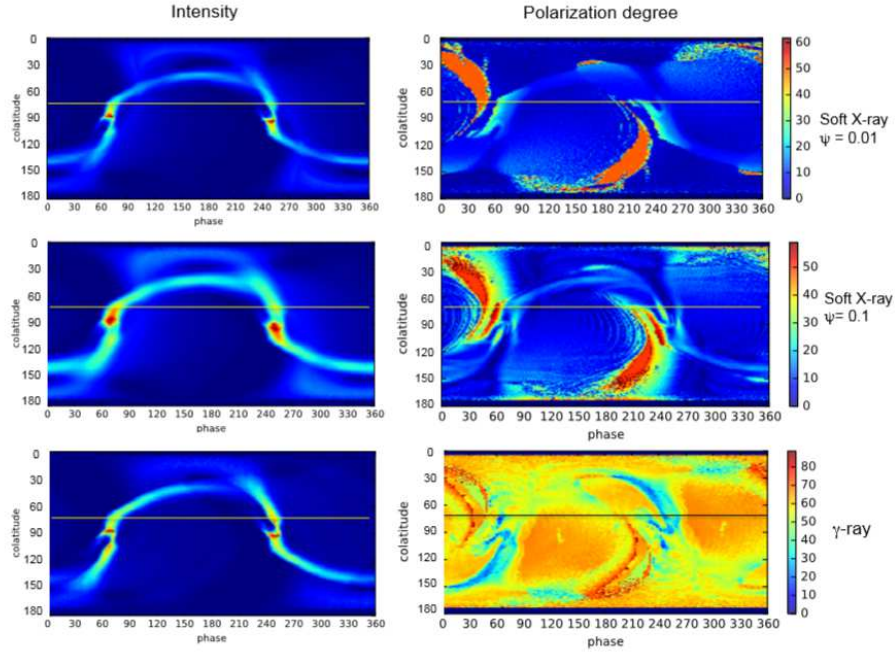


Figura 4.1: mappa del cielo per $\alpha = 60^\circ$ e raggio di emissione $r = 0.7 - 1.3 R_{LC}$. Vengono mostrati l'intensità (a sinistra) e la frazione di polarizzazione (a destra) in funzione della fase di rotazione e dell'angolo di osservazione (entrambi in gradi) rispetto all'asse di rotazione della pulsar in banda X soffice e banda γ . La radiazione di sincrotrone nella banda X soffice viene modulata per due diversi angoli di inclinazione ψ . Le linee orizzontali corrispondono ad un angolo di osservazione costante, $\zeta = 70^\circ$. La scala di colori a destra indica la corrispondente frazione di polarizzazione.

inclinazione $\psi = 0.01$. Siccome, come abbiamo notato prima, le differenze tra la polarizzazione della radiazione di sincrotrone in banda ottica e X dura sono minime, vengono mostrati solo la banda ottica e la banda γ . Ci sono infatti sostanziali differenze nel comportamento della polarizzazione al variare del raggio. In generale, all'aumentare del raggio le oscillazioni dell'angolo di polarizzazione diventano grandi e la depolarizzazione ai picchi diventa meno netta. Per emissione dentro il cilindro di luce, le oscillazioni dell'angolo di polarizzazione sono le più piccole e la frazione di polarizzazione è elevata (50%) al di fuori dei picchi con crolli fino a circa il 5% in entrambi i picchi. Per emissioni appena al di fuori del cilindro di luce, la depolarizzazione è più lieve e la frazione di polarizzazione è minore tra i picchi. Per emissioni molto al di fuori del cilindro di luce, le oscillazioni dell'angolo di polarizzazione sono massimi e la depolarizzazione è molto lieve.

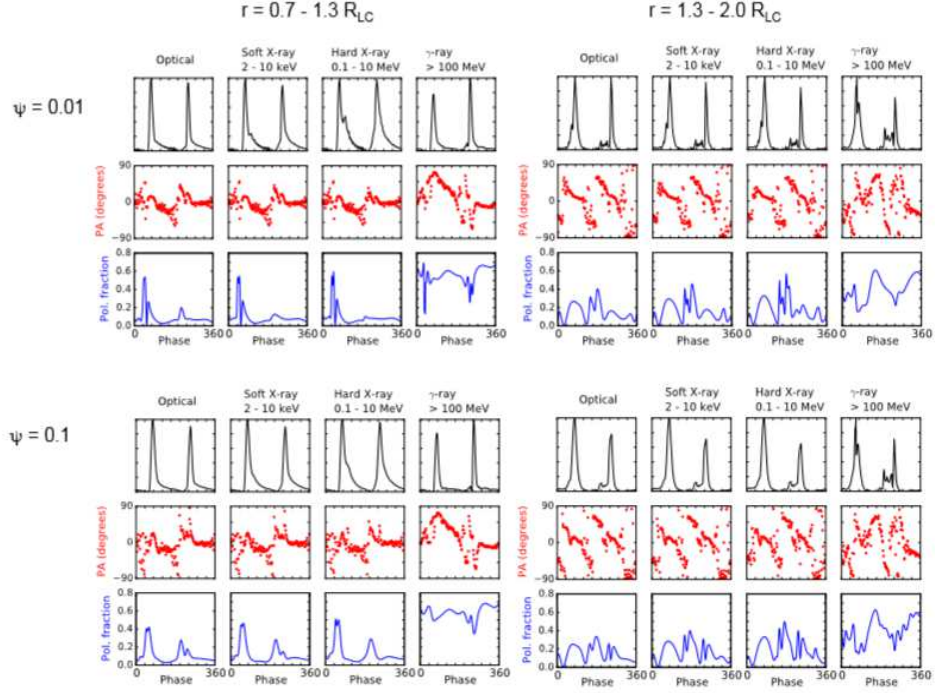


Figura 4.2: curva di luce (in alto), angolo di polarizzazione (al centro) e frazione di polarizzazione (in basso) in funzione della fase di rotazione (in gradi), per $\alpha = 60^\circ$, $\zeta = 70^\circ$ e quattro di verse bande di energia: ottico (1 - 10 eV), banda X soffice (2 - 10 keV), banda X dura (0.1 - 10 MeV) e banda γ (0.1 - 100 GeV). I risultati sono mostrati per due diversi raggi di emissione $r = 0.7 - 1.3 R_{LC}$ e $r = 1.3 - 2.0 R_{LC}$ e due diversi angoli di inclinazione ψ .

Per studiare la dipendenza della polarizzazione dall'angolo di inclinazione, la figura 4.4 mostra la curva di luce, l'angolo e la frazione di polarizzazione a $\zeta = 70^\circ$ per la banda ottica e la banda γ per $\alpha = 45^\circ$, 60° e 75° e per raggi di emissione $r = 0.7 - 1.3 R_{LC}$ e $r = 1.3 - 2.0 R_{LC}$. Il comportamento della polarizzazione dipende più dal raggio di emissione che dall'angolo di inclinazione, con oscillazioni della polarizzazione che diventano grandi a grandi raggi di emissione per tutti e tre gli angoli di inclinazione. Inoltre è evidente che a $r = 0.7 - 1.3 R_{LC}$ le oscillazioni dell'angolo di polarizzazione per radiazione di curvatura in banda γ aumentano all'aumentare dell'angolo di inclinazione.

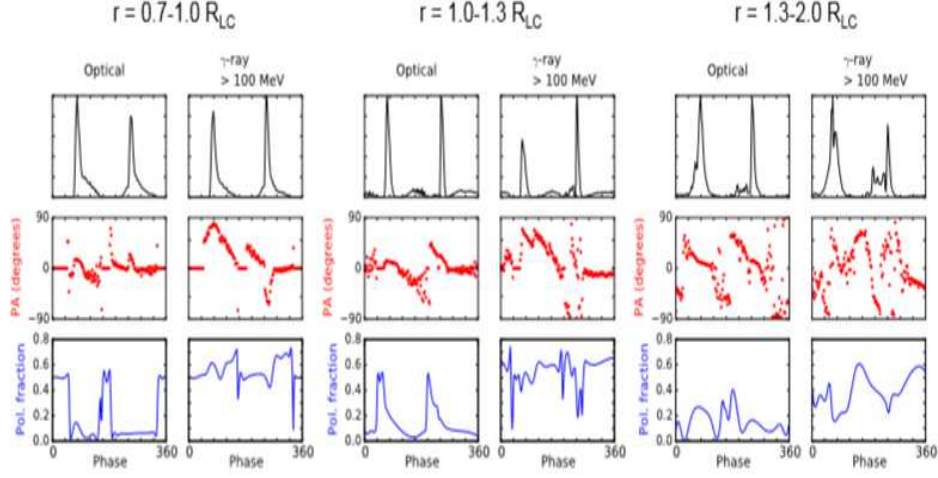


Figura 4.3: curva di luce (in alto), angolo di polarizzazione (al centro) e frazione di polarizzazione (in basso) in funzione della fase di rotazione (in gradi), per $\alpha = 60^\circ$, $\zeta = 70^\circ$ e due diverse bande di energia: ottico (1 - 10 eV) e banda γ (0.1 - 100 GeV). I risultati sono mostrati per tre diversi raggi di emissione $r = 0.7 - 1.0 R_{LC}$, $r = 1.0 - 1.3 R_{LC}$ e $r = 1.3 - 2.0 R_{LC}$ e angolo di inclinazione $\psi = 0.01$.

4.2 Polarizzazione media

Il flusso medio, la frazione di polarizzazione media e l'angolo di polarizzazione medio sono stati calcolati usando le equazioni 3.15, 3.16 e 3.17. La figura 4.5 mostra le distribuzioni di energia della radiazione di sincrotrone e della radiazione di curvatura, l'angolo di polarizzazione medio e la frazione di polarizzazione media per tre diversi angoli di inclinazione, $\alpha = 45^\circ$, 60° e 75° , tre diversi angoli di osservazione, $\zeta = 40^\circ$, 60° e 70° e due regioni di emissione $r = 0.7 - 1.3 R_{LC}$ (in alto) e $r = 1.3 - 2.0 R_{LC}$ (in basso). Il picco dell'emissione di sincrotrone a basse energie è più ampio rispetto al picco dell'emissione di curvatura a energie maggiori. Ciò è giustificato dal fatto che la radiazione di sincrotrone proviene da coppie e^-e^+ le quali hanno un intervallo di energia maggiore rispetto alle particelle primarie che originano la radiazione di curvatura.

Per $r = 0.7 - 1.3 R_{LC}$, le differenze sono minime al variare dell'angolo di inclinazione. In generale la polarizzazione rimane abbastanza bassa, $< 10\%$, a energie minori di 100 MeV dove avviene la transizione tra radiazione di sincrotrone e radiazione di curvatura, per poi crescere rapidamente prima fino a circa il 45% e poi fino al 60% superato il picco della radiazione di curvatura. L'angolo di polarizzazione per la radiazione di sincrotrone è all'incirca all'i-

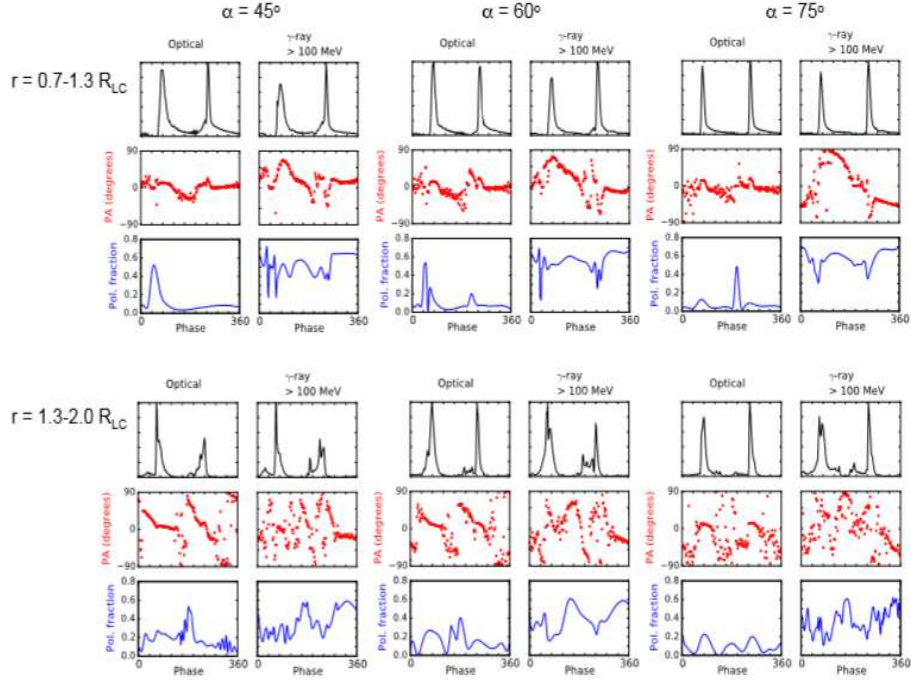


Figura 4.4: curva di luce (in alto), angolo di polarizzazione (in mezzo) e frazione di polarizzazione (in basso) in funzione della fase di rotazione (in gradi), per $\alpha = 45^\circ, 60^\circ$ e 75° , $\zeta = 70^\circ$ e due diverse bande di energia: ottico (1 - 10 eV) e banda γ (0.1 - 100 GeV). I risultati sono mostrati per due diversi raggi di emissione $r = 0.7 - 1.3 R_{LC}$ e $r = 1.3 - 2.0 R_{LC}$ e angolo di inclinazione della particella $\psi = 0.01$.

neato con la proiezione dell'asse di rotazione nel piano del cielo (0°) ma alla transizione con la radiazione di curvatura l'angolo di polarizzazione cresce improvvisamente. Segue una decrescita dell'angolo di polarizzazione all'aumentare dell'energia, molto visibile per $\alpha = 75^\circ$. La variazione con l'angolo di osservazione è minima tranne che per $\alpha = 45^\circ$, dove l'angolo di polarizzazione e la frazione di polarizzazione della radiazione di sincrotrone sono più piccoli per $\zeta = 40^\circ$.

Per $r = 1.3 - 2.0 R_{LC}$, al di fuori del cilindro di luce, l'angolo di polarizzazione è circa sempre allineato alla proiezione dell'asse di rotazione ed è costante al variare dell'energia tranne che per $\zeta = 40^\circ$ a $\alpha = 60^\circ, 75^\circ$ dove c'è una decrescita all'aumentare dell'energia. Al di là della transizione tra radiazione di sincrotrone e radiazione di curvatura ci sono variazioni significative dell'angolo di polarizzazione che mostra sia crescite che decrescite al

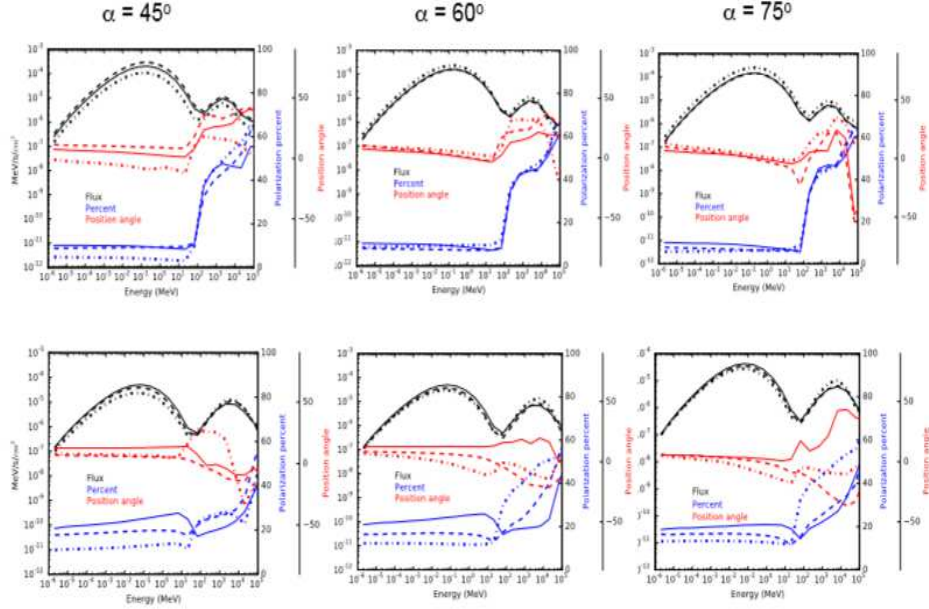


Figura 4.5: flusso medio (in nero), angolo di polarizzazione medio (in rosso) e frazione di polarizzazione media (in blu) in funzione dell'energia per diversi angoli di inclinazione (come visibile in alto) e angoli di osservazione $\zeta = 40^\circ$ (linee tratto punto), 60° (linee tratteggiate) e 70° (linee continue) per angolo di inclinazione $\psi = 0.01$. I grafici in alto sono per $r = 0.7 - 1.3 R_{LC}$ mentre quelli in basso sono per $r = 1.3 - 2.0 R_{LC}$. L'unità di misura del flusso sono le stesse per ogni grafico.

variare dell'angolo di osservazione e dell'angolo di inclinazione. La frazione di polarizzazione della radiazione di sincrotrone è più alta rispetto a quella emessa a piccoli raggi, si aggira attorno al 18% e varia significativamente con l'angolo di osservazione, con il valore minimo del 10% a $\zeta = 40^\circ$ e il valore massimo del 20% a $\zeta = 70^\circ$. D'altra parte, la frazione di polarizzazione della radiazione di curvatura è minore rispetto a quella emessa a piccoli raggi, eccetto per $\zeta = 40^\circ$ a $\alpha = 60^\circ, 75^\circ$. La figura 4.6 mostra la polarizzazione media per $\psi = 0.1$, $\alpha = 60^\circ$ e due regioni di emissione e mostra che la variazione del flusso al variare dell'angolo di inclinazione è piccola.

In genere per la radiazione di sincrotrone emessa all'interno del cilindro di luce le variazioni dell'angolo di polarizzazione con l'energia sono elevate. Per tutti gli α , l'angolo di polarizzazione della radiazione di sincrotrone decresce con l'energia per la maggior parte degli ζ fino a 10-100 MeV dopo di che l'angolo di polarizzazione della radiazione di curvatura cresce con l'ener-

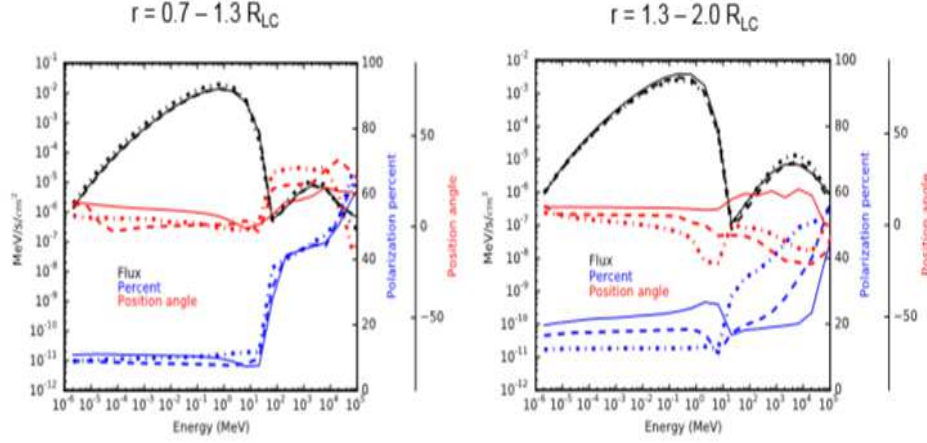


Figura 4.6: flusso medio (in nero), angolo di polarizzazione medio (in rosso) e frazione di polarizzazione media (in blu) in funzione dell'energia per angolo di inclinazione $\alpha = 60^\circ$ e angoli di osservazione $\zeta = 40^\circ$ (linee tratto punto), 60° (linee tratteggiate) e 70° (linee continue) per angolo di inclinazione della particella $\psi = 0.1$. Il grafico a sinistra è per $r = 0.7 - 1.3 R_{LC}$ mentre quello a destra è per $r = 1.3 - 2.0 R_{LC}$.

gia. Al di fuori del cilindro di luce, dove la direzione del campo magnetico rimane pressappoco la stessa all'aumentare della distanza dalla stella di neutroni, l'angolo di polarizzazione cambia di meno al variare dell'energia, sia per radiazione di sincrotrone sia per radiazione di curvatura. Misurando la polarizzazione a diverse energie sarebbe quindi possibile limitare il raggio di emissione e capire se il meccanismo di emissione in banda γ sia dovuto a radiazione di sincrotrone o radiazione di curvatura. Misurando un cambiamento dell'angolo di polarizzazione in funzione dell'energia al di sotto di 10 MeV vorrebbe dire che la radiazione di sincrotrone originata da coppie e^-e^+ viene emessa al massimo parzialmente dentro il cilindro di luce. Misurando un importante aumento nella frazione di polarizzazione tra la banda X dura e la banda γ e un salto dell'angolo di polarizzazione vorrebbe dire che i raggi γ sono emessi per radiazione di curvatura. Per provare questa ipotesi, si è simulata la polarizzazione media nel caso in cui sia le particelle primarie sia le coppie e^-e^+ emettono radiazione di sincrotrone eliminando artificialmente la radiazione di curvatura emessa da particelle primarie e dando alle particelle primarie un angolo di inclinazione di $p_\perp = 5 \cdot 10^{-5} \gamma$ per raggio di emissione $r = 0.7 - 1.3 R_{LC}$. Il risultato, mostrato in figura 4.7, è che l'angolo di polarizzazione cambia solo di poco lungo l'intero intervallo di energia, fatta eccezione per una piccola diminuzione alla transizione e la frazione di pola-

rizzazione rimane bassa a tutte le energie. Aumentando l'estensione radiale dell'emissione, aumentano gli effetti della depolarizzazione della radiazione di sincrotrone e il salto della frazione di polarizzazione alla transizione.

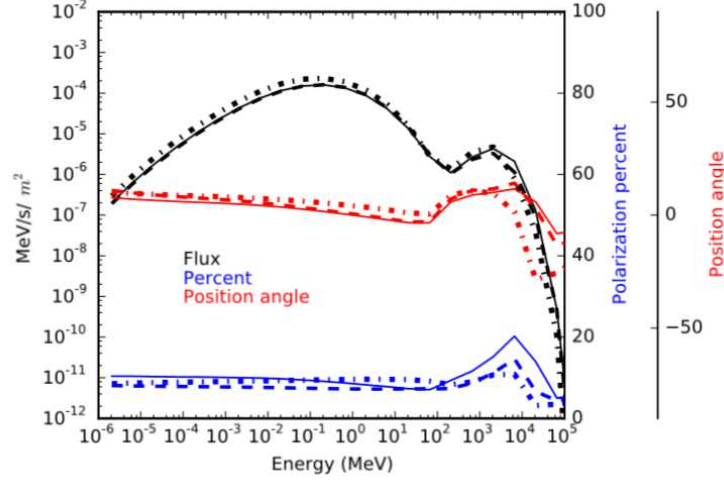


Figura 4.7: flusso medio (in nero), angolo di polarizzazione medio (in rosso) e frazione di polarizzazione media (in blu) in funzione dell'energia per angolo di inclinazione $\alpha = 60^\circ$ e angoli di osservazione $\zeta = 40^\circ$ (linea tratto punto), 60° (linea tratteggiata) e 70° (linea continua) nel caso in cui l'emissione ad alta energia sia radiazione di sincrotrone per $r = 0.7 - 1.3 R_{LC}$ e angolo di inclinazione $\psi = 0.1$.

Capitolo 5

Discussione

Abbiamo presentato la dipendenza della polarizzazione dall'energia, di una pulsar isolata che emette radiazione di sincrotrone dalla banda ottica alla banda X dura e radiazione di curvatura o sincrotrone in banda γ . Questa combinazione di meccanismi di emissione è tipica di pulsar simili alla pulsar del Granchio e a un certo numero di pulsar millisecondo. I risultati per radiazione emessa sia all'interno che molto all'esterno del cilindro di luce danno valori diversi per la polarizzazione sia per il caso in fase che nel caso mediato. Questi risultati possono essere usati per vincolare la regione di emissione, la geometria del sistema e il meccanismo di emissione. In particolare fornisce la possibilità di utilizzare misure in diverse bande energetiche per studiare le caratteristiche dell'emissione di una pulsar. Misure della polarizzazione risolta e media della radiazione di una pulsar in banda X, insieme alle misure nell'ottico, possono vincolare l'angolo di inclinazione e l'angolo di osservazione, nonché la regione di emissione (all'interno o all'esterno del cilindro di luce). Misure della polarizzazione a energie di 1 - 100 MeV possono individuare quale meccanismo (radiazione di sincrotrone, curvatura o effetto Compton inverso) è responsabile dell'emissione di raggi γ . Se si osserva un improvviso cambio dell'angolo di polarizzazione e un netto aumento della frazione di polarizzazione tra diverse componenti spettrali, la radiazione di curvatura sarebbe fortemente indicata come il meccanismo responsabile dell'emissione di raggi γ e la radiazione di sincrotrone come meccanismo responsabile dell'emissione in banda X. I risultati predicono che per radiazione emessa all'interno del cilindro di luce dovrebbe essere osservata una decrescita dell'angolo di polarizzazione medio con l'energia dall'ottico fino alla banda X dura, mentre per radiazione emessa al di fuori del cilindro di luce non esiste alcuna dipendenza sostanziale dell'angolo di polarizzazione con l'energia. Per far sì che la misura non dipenda dall'osservatore, l'ideale sarebbe se l'angolo di polarizzazione fosse misurato da un unico strumento che sia in grado di spaziare su diverse bande energetiche.

Capitolo 6

XIPE

L' **X-ray Imaging Polarimetry Explorer (XIPE)** è una futura missione spaziale proposta dall'ESA nell'ambito della *Call* per le missioni M4 nel 2015 [7]. Si tratta di un polarimetro basato sulla tecnica dei *Gas Pixel Detectors* (GPD) che funziona grazie all'effetto fotoelettrico. Scopo della missione sarà ottenere informazioni sulla polarimetria in banda X e fornire misure per centinaia di sorgenti, tra cui gli oggetti più luminosi di quasi tutte le classi di sorgenti a raggi X. Le caratteristiche che rendono XIPE così unico sono il fatto che:

- otterrà dati sulla polarimetria X temporalmente, spazialmente e spettralmente risolta;
- esplorerà questa finestra osservativa dopo 40 anni dall'ultima misura; da allora la sensibilità degli strumenti è migliorata di un fattore da uno a cento. Come menzionato prima, la pulsar del Granchio è l'unica sorgente di cui abbiamo una misura della polarizzazione (19%). Ma la misura ottenuta mostra una struttura complessa e perciò la polarizzazione totale è la somma di diverse regioni distinte di emissione che devono essere analizzate separatamente. XIPE sarà in grado di ottenere misure della polarizzazione angolarmente risolte, che forniranno così una mappa dettagliata dell'emissione della pulsar.

La capacità di imaging di XIPE sarà fondamentale anche per oggetti come i resti di supernova, un altro sito importante di accelerazione delle particelle. La sonda sarà in grado di separare la radiazione termica da quella non termica (radiazione sincrotrone) e quindi individuare la regione del campo magnetico dove avviene l'accelerazione. Ciò fornirà prove uniche e dirette sul luogo in cui i raggi cosmici sono accelerati e determinerà la struttura del campo magnetico. Non meno importante, XIPE studierà anche i processi di accelerazione nei getti sia nelle sorgenti galattiche che extragalattiche: microquasari, blazar e radio galassie. Il confronto con la polarizzazione a frequenze più basse ci permetterà di comprendere la struttura del campo

magnetico nei getti.

Anche se XIPE è stato concepito e progettato per affrontare gli specifici obiettivi scientifici sopra descritti, è ben possibile, anzi probabile, che molte scoperte arriveranno da fenomeni inaspettati. Questa è una caratteristica generale di molti ambiziosi progetti spaziali, ma ancor più nel caso di XIPE: come prima missione per analizzare le proprietà polarimetriche di centinaia di obiettivi appartenenti a tutte le classi di sorgenti a raggi X, XIPE ha inevitabilmente anche una natura esplorativa, che condurrà molto probabilmente a nuove scoperte e sorprese. Sebbene l'estensione delle operazioni pianificate non sia limitata da problemi di carico o da problemi strutturali (ad eccezione del volume di propellente estremamente modesto), la durata della missione sarà di tre anni. Poiché il tempo di esposizione per obiettivo varia da poche migliaia di secondi a ~ 1 Ms, con un valore medio di 200-300 ksec, XIPE potrà osservare sui 150-200 obiettivi durante la sua vita. Ciò consentirà di studiare i nostri obiettivi scientifici con grandi margini di flessibilità sul tempo minimo di esposizione disponibile per ogni obiettivo. In particolare, sarà possibile osservare diversi oggetti per ogni classe di sorgenti. Sarà quindi possibile cercare le differenze e le comuni proprietà tra loro e studiare come queste dipendano dalle caratteristiche del sistema. Inoltre, ci sarà anche spazio per osservare sorgenti variabili più di una volta, per vedere come cambino le loro proprietà polarimetriche al variare del tempo.

Il programma di osservazione includerà un programma di base che assicurerà che i principali obiettivi scientifici della missione siano raggiunti, ma può subire delle variazioni in base alle priorità del momento. Infatti, è importante notare che alcuni degli obiettivi chiave di XIPE saranno transitori, vale a dire variabili in flusso e/o nello stato spettrale. Nel caso dei lampi γ o di altre fonti variabili sarà importante la collaborazione tra missioni spaziali che operano nello stesso campo, che dovranno avvisare XIPE al fine di permettergli di riposizionare gli strumenti e osservare questi fenomeni. Per le 12-15 più importanti sorgenti variabili ricorrenti per le quali la posizione è già stata misurata con una precisione piuttosto buona, è previsto un programma di monitoraggio dedicato, che include un certo numero di osservazioni periodiche della durata di 300-500 s per verificarne lo stato. Una grande parte del tempo di osservazione disponibile sarà comunque a disposizione della comunità scientifica internazionale per dare spazio alle nuove idee.

Riassumendo, XIPE estenderà lo studio della polarimetria X a nuove classi e agli oggetti più deboli. Inoltre, XIPE compierà un programma di osservazione che grazie allo studio di popolazioni e estendendo le osservazioni a obiettivi più impegnativi (come ad esempio i lampi γ), porterà lo studio della polarimetria X in una fase successiva e più avanzata.

Conclusioni

In questa tesi si è affrontato il problema della polarizzazione della radiazione proveniente da pulsar isolate. Dopo aver illustrato brevemente le caratteristiche delle pulsar si è passati a descrivere il modello di emissione e le equazioni utilizzate per simulare il flusso, la frazione di polarizzazione e l'angolo di polarizzazione della radiazione emessa.

I risultati ottenuti mostrano come la polarimetria possa costituire uno strumento di indagine efficace e innovativo per lo studio delle stelle di neutroni. Infatti, misure entro un intervallo di frequenza possono vincolare la regione di emissione, il meccanismo e la geometria del sistema. In particolare, variazioni della frazione di polarizzazione e dell'angolo di polarizzazione possono indicare se la radiazione ad alte energie sia emessa per sincrotrone, curvatura o effetto Compton inverso, e se questa sia prodotta all'interno o all'esterno del cilindro di luce.

Misure di polarizzazione in banda X di oggetti compatti saranno presto effettuate dalle missioni IXPE, XIPE e eXTP, con lanci previsti tra il 2020 e il 2025. Tutto ciò conferma che la polarimetria può effettivamente aprire una nuova finestra nello studio di queste sorgenti astrofisiche.

Bibliografia

- [1] Harding A. K., Kalapotharakos C. (2017). "Multiwavelength Polarization of Rotation-powered Pulsars". *The Astrophysical Journal*, Volume 840, Issue 2, article id. 73, 10 pp..
- [2] Soffitta P. *et al* (2017). "XIPe Assessment Study Report". *XIPe Assessment Study Report (Yellow Book)*. PDF
- [3] Harding A. K., Kalapotharakos C. (2015). "Synchrotron Self-Compton Emission from the Crab and Other Pulsars". *The Astrophysical Journal*, Volume 811, Issue 1, article id. 63, 14 pp..
- [4] Rubén López Coto (2017). *Very-high-energy Gamma-ray Observations of Pulsar Wind Nebulae and Cataclysmic Variable Stars with MAGIC and Development of Trigger Systems for IACTs*. Cham. Springer International Publishing.
- [5] Hasinger G., Trümper J. E. (2008). *The Universe in X-Rays*. Springer.
- [6] Spiga A.. "Polarimetria di una pulsar a lungo periodo". Università degli Studi di Cagliari. (2012-2013)
- [7] XIPe official website, <http://www.isdc.unige.ch/xipe/>